LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

I. — UNITÉS ET MESURES. MÉTROLOGIE.

Nombres entiers dans le temps et l'espace; MARCH A. et FORADORI E. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 215). — Considérations sur la métrique de l'espace. On pose en principe qu'il est impossible, à l'aide d'une seule expérience, de mesurer des distances inférieures à une quantité l_0. Les mesures se ramènent alors à la coïncidence de deux éléments d'espace. La distance AB comprend nécessairement un nombre entier de « particules » élémentaires. On conçoit ainsi un mètre idéal et une horloge idéale qui indiquent uniquement des nombres entiers, c'est-à-dire des multiples de l_0 et de $t_0 = l_0/c$. Les résultats d'une série de mesures se représentent alors par un vecteur qui permet d'atteindre la conception d'une mesure scalaire statistique du temps et de l'espace. — E. DARMOIS.

Dispositif pour la mesure des distances; LAU E. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 544). — Le dispositif est fondé sur l'emploi de réseaux formés de traits parallèles; deux réseaux sont placés l'un derrière l'autre; il apparaît les raies de superposition bien connues. Si l'intervalle des deux réseaux est le même, les raies sont à l'infini; leur nombre est inversement proportionnel à la distance de l'observateur aux réseaux.

Si les deux réseaux, restant dans deux plans parallèles, ont leurs traits légèrement inclinés l'un sur l'autre, les raies de superposition sont obliques et leur direction dépend de la distance de l'observateur, la tangente de l'angle de rotation étant proportionnelle à la distance. On remplace ainsi la mesure de la distance par une mesure d'angle, plus facile à faire que le dénombrement des raies. La rotation dépend du rapport des intervalles des deux réseaux. — E. DARMOIS.

II. — MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES.

Méthode pour résoudre des équations différentielles simultanées de second ordre avec la machine de Mallok; WILKES M. V. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 204). — La machine de Mallock (*Proc. Roy. Soc.*, 1933, **140** A, 457) sert à résoudre les équations linéaires. Hartree (1933) a indiqué une méthode qui utilise les différences finies et qui permet la résolution d'équations du type $\frac{d^2L}{ds^2} + \alpha(s)L = 0$. L'auteur applique cette méthode à une paire d'équations de deuxième ordre à deux inconnues. On donne un exemple pour les deux équations

$$\frac{d^2L}{ds^2} - \frac{3}{s^2} - L\frac{3}{s}M = 0, \qquad \frac{d^2M}{ds^2} - \frac{1}{s^3}L - \frac{1}{s^2}M = 0.$$

On indique aussi la construction d'une table des sinus avec 7 décimales) en résolvant l'équation $\frac{d^2L}{ds^2} + L = 0$.

E. DARMOIS.

Sur une source d'erreurs dans la vérification des tables par les séries de différences; SLEVOGT H. (*Z. Instrum.*, 1941, **61**, 285-287). — On sait qu'on a coutume de considérer comme exactes les valeurs numériques d'une table si leur différence ou les différences des différences successives ont une valeur constante dans un petit intervalle. S'il n'en est pas ainsi, on corrige les valeurs de la fonction de manière que les différences troisièmes soient nulles. L'auteur montre, sur l'exemple des logarithmes des nombres compris entre 112 et 122, que cette manière de faire n'est pas tout à fait correcte; on trouve 7919, alors que la valeur exacte est 79181. Explications de ces résultats. — V. VODAR.

III. — MÉCANIQUE.

THÉORIES ET ÉTUDES GÉNÉRALES. RELATIVITÉ, GRAVITATION, QUANTA, MÉCANIQUES STATISTIQUES ET ONDULATOIRE.

La théorie du positron de Dirac est-elle « lorentzinvariante »? Hönl H. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 19). — La théorie se propose de mettre d'accord les exigences de la théorie quantique avec celles de la relativité restreinte. La théorie du positron introduit un postulat qui semble difficile à réconcilier avec celui de la relativité (répartition des électrons d'énergie négative dans l'espace d'impulsion). On arrive finalement à un dilemme que l'auteur n'essaie pas de résoudre. — E. Darmois.

Addition au mémoire : La théorie du positron de Dirac est-elle « lorentzinvariante »? Hönl H. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 294). — Retour sur conclusions antérieures (*Ibid.*, 19), grâce à des remarques suggérées par Heisenberg et von Laue. La théorie de Dirac est essentiellement formelle et particulièrement pour le positron. Les états occupés d'énergie négative n'ont aucune existence réelle. Démonstration nouvelle d'une proposition utilisée antérieurement. — E. Darmois.

Note sur la méthode des orbites moléculaires ; Coulson C. A. et Rushbrooke G. S. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 193). — La méthode des orbites moléculaires, due à Lennard-Jones et Hückel, classe les électrons d'une molécule non saturée en trois groupes : 1° électrons des liaisons C—H; 2° électrons des liaisons C—C; 3° électrons mobiles dans toute la molécule (électrons π). On suppose alors que les électrons π peuvent être traités à part des électrons ρ des deux premiers groupes, chaque électron se mouvant dans un champ self-consistant, composé : 1° des répulsions de Coulomb et forces d'échange dues aux divers noyaux et aux électrons ρ localisés; 2° des mêmes forces dues aux autres électrons mobiles.

Le champ $v(r)$ ainsi obtenu est supposé ensuite divisé en champs locaux autour de chaque noyau

$$v(r) = \sum_i v_i(r_i),$$

où r_i est la distance au noyau de numéro i.

Enfin, pour les calculs, tous les champs v_i sont supposés identiques. C'est cette dernière hypothèse, équivalente à celle d'une distribution uniforme des charges, que l'auteur discute. Il montre qu'elle n'est pas nécessairement satisfaite; le champ n'est donc pas toujours self-consistant. Mais, dans beaucoup de cas pratiques, la condition est satisfaite. On montre que, en marquant d'une croix les atomes C de deux en deux dans la formule, si l'on peut diviser l'ensemble des C en deux groupes dont aucun membre n'est adjacent à un autre membre de même groupe, la condition s'applique. C'est le cas du benzène, de l'anthracène, du phénanthrène, du pyrène. Le cyclopentadiène, l'azulène, le cyclobutadiène font exception et le traitement par les orbites moléculaires leur est inapplicable. Des accumulations de charges se produisent dans ce cas sur certains noyaux aux dépens d'autres noyaux. — E. Darmois.

Sur le calcul de l'énergie dans les molécules d'hydrocarbures non saturés ; Coulson C. A. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 201). — Il s'agit du calcul de l'énergie totale E des électrons π; d'après la méthode des orbites moléculaires, elle est la somme d'énergies électroniques ε_r; les ε_r sont les racines du déterminant séculaire. En posant $z = \frac{\varepsilon}{\beta}$ (β de Hückel); avec n atomes C non saturés, z est racine d'une équation du type $f(z) = z^n - A_2 z^{n-2} + A_3 z^{n-3} + \ldots = 0$. Si l'on peut même effectuer la division des atomes C en deux groupes comme indiqué au mémoire précédent les z sont deux à deux égaux et de signes contraires. Le but de la présente note est de montrer que le calcul de E n'exige pas celui des z. On montre que

$$E = \frac{\beta}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{iy f'(iy)}{f(iy)} - n \right] dy.$$

L'intégration se simplifie dans certains cas.

Application au cas du diphényle où $f(z)$ est paire. La méthode peut s'étendre à $f(z)$ quelconque; c'est le cas du fulvène et de l'azulène. — E. Darmois.

La quantification de la masse ; Podolsky B. et Branson H. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 494). — Si l'on résout l'équation de Dirac par rapport au terme contenant la masse de l'électron, on trouve un opérateur qu'on peut considérer comme associé à cette masse. Dans l'espace-temps ordinaire, cet opérateur admet un spectre continu de valeurs propres. Mais, dans des espaces courbes, on peut obtenir un spectre discontinu. Après avoir examiné différents espaces cosmologiques et constaté qu'aucun ne conduit à la quantification de m, les auteurs envisagent un espace-temps particulier imaginé par Eddington, qui conduit à des valeurs quantifiées de m dépendant des constantes h et c, du rayon de l'univers et d'un nombre quantique. L'examen des résultats montre qu'on ne peut obtenir entière satisfaction en partant de l'équation de Dirac. — A. Berthelot.

Le problème de la dégénérescence en mécanique quantique ; Jauch J. M. et Hill E. M. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 641). — Le problème de la dégénérescence en mécanique quantique est mis en relation avec l'existence de groupes de transformations de contact, laissant l'hamiltonien invariant. On examine un certain nombre d'exemples : atome d'hydrogène, mouvement képlérien à deux dimensions, oscillateur isotrope à n dimensions. La théorie rencontre des difficultés dans le cas de l'oscillateur anisotrope à deux dimensions. — A. Berthelot.

MÉCANIQUE DES SOLIDES.

La pénétration d'un rouleau dans un support plan; Hermann H. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 337). — Études sur la rupture de blocs de paraffine par des rouleaux de diamètres différents, observation des fentes, mesure et calcul des forces nécessaires.

E. Darmois.

Sur l'ordre de grandeur de certaines erreurs commises au cours du calcul de l'effort de traction appliqué à un conducteur de ligne électrique aérienne; Carpentier H. (*Rev. gén. Elect.*, 1940, **51**, 291-295). — L'auteur montre que, pour le calcul des tensions, on peut admettre les hypothèses habituelles qui supposent, tantôt que la courbe d'équilibre du câble est une chaînette, tantôt que cette courbe est intermédiaire, entre la chaînette et la parabole. Ce mélange de propriétés de courbes, indéfendable au point de vue purement mathématique, facilite le travail des calculateurs de lignes électriques aériennes et l'ordre de grandeur des erreurs commises est acceptable.

Structures à lignes sur des surfaces de rupture; Wallner H. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 368). — Il s'agit des lignes qui se trouvent sur des surfaces de rupture de tiges de verre, cassées par flexion ou traction; Smekal a déjà signalé ces lignes (1936). Elles forment souvent deux réseaux croisés. On suppose que, à partir d'un défaut naturel ou artificiel (attaque à l'acide) de la surface, une ligne (primaire) de rupture se forme. Cette ligne primaire donnerait naissance à des ondes élastiques, en certains points du verre; cette interprétation exige que la vitesse de propagation de ces ondes est plus grande que celle de propagation de la cassure. Cette inégalité aurait déjà été constatée par Schardin et Struth (1938) qui trouvent dans le verre 1550 m/sec pour la cassure, donc beaucoup moins que la vitesse du son. Une étude quantitative de ces lignes est entièrement à faire.

E. Darmois.

Note sur la constante de Grüneisen pour les métaux incompressibles; Slater J. C. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 744). — Grüneisen a montré que la constante ν pouvait être déterminée en fonction de la dilatation thermique, de la compressibilité et de la chaleur spécifique. Mais on peut aussi la déterminer à partir de la compressibilité et de la variation de celle-ci avec la pression. Théoriquement, les deux méthodes doivent conduire au même résultat. C'est, en effet, ce qui se produit sauf pour les métaux les moins compressibles où de grandes différences sont observées. Récemment, Bridgman a redéterminé la variation de compressibilité du fer avec la pression et obtenu une valeur beaucoup plus faible que précédemment. Le fer ayant été utilisé comme élément de référence, il en résulte une révision des valeurs relatives aux autres métaux qui est particulièrement importante dans le cas des métaux peu compressibles. Cette modification rétablit l'accord entre les deux méthodes de détermination de γ pour presque tous les métaux.

A. Berthelot.

Méthode interférométrique pour déterminer les amplitudes des petites vibrations mécaniques; Kennedy W. J. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 99-101). — On produit des franges d'interférence entre une surface réfléchissante liée à la pièce vibrante et une surface fixe; si l'on calcule par la méthode d'Osterberg la brillance des franges, on montre qu'elles disparaissent lorsqu'on a

$$J_0\left(4\pi\frac{\xi}{\lambda}\right) = 0,$$

λ étant la longueur d'onde, ξ l'amplitude de la vibration et J_0 la fonction de Bessel d'ordre O'; un tableau donne quelques racines de cette équation. On s'est borné ici à vérifier la disparition des franges pour la position prévue par la théorie.

Mme E. Vassy.

MÉCANIQUE DES FLUIDES.

Sur la théorie des ondes cylindriques et sphériques dans les gaz et liquides non visqueux; Marx H. (*Ann. Physik*, 1942, **41**, 61-88). — Discussion des solutions de l'équation de K. Bechert (*Ann. Physik*, 1941, **39**, 169) pour la propagation d'ondes cylindriques ou sphériques dans un milieu non visqueux et avec une équation d'état de la forme

$$p = p_0 + a^2\frac{p^n}{n}.$$

N. Cabrera.

Images hydrodynamiques; Milne-Thomson L. M. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 246). — Considérations sur la forme du potentiel d'un écoulement plan irratotionnel; applications à l'action d'un cylindre solide placé dans le courant, au problème du biplan. — E. Darmois.

Les écoulements linéaires des gaz parfaits; Villey J. (*J. Phys.*, 1942, **3**, 79-80).

La théorie invariante de la turbulence isotrope; Robertson H. P. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 209). — Proposée par Taylor (1935), la théorie de la turbulence isotrope a été étendue par Karman et Howarth (*Proc. Roy. Soc.*, 1938, **164** A, 192; *cf.* **9**, 199 **D**). Dans son application aux problèmes hydrodynamiques, comme la disparition de la turbulence, la théorie présente deux aspects, l'un cinématique, l'autre dynamique. Dans l'aspect cinématique, on établit des corrélations entre les composantes de vitesse, ou leurs dérivées, de deux points arbitraires du fluide. C'est ce problème cinématique que l'auteur formule de nouveau et qu'il résout par les méthodes de la théorie des invariants. Avec l'aide de ces méthodes, on peut déterminer la forme des tenseurs de corrélation et l'on indique le développement possible de telles études.

E. Darmois.

Mesure de la viscosité au voisinage du point critique (éthylène); Mason S. G. et Maass O.

(*Canadian J. Research*, 1940, **18**, 128). — On a construit un viscosimètre de précision utilisant un disque oscillant en vue d'étudier la viscosité des systèmes au point critique. Une nouvelle méthode de calcul de décrément logarithmique est décrite et l'on présente les résultats obtenus pour l'éthylène. On attire l'attention sur la variation continue de la viscosité le long d'une isochore. — Mme E. VASSY.

Variation avec la température de la viscosité, de la relaxation diélectrique et des processus de changement de place dans les corps solides amorphes et dans les liquides; HOLZMÜLLER W. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 273). — Dans les corps solides, les particules élémentaires sont dans des positions en moyenne fixes; elles exécutent des oscillations telles que, de temps à autre, un maximum d'énergie potentielle peut être franchi et la particule change de place. Ces changements de place interviennent dans un grand nombre de phénomènes : viscosité, diffusion, pertes diélectriques, conductibilité ionique, relaxations paramagnétique et acoustique. Les phénomènes existent aussi dans les liquides, mais les seuils de potentiel à franchir sont plus faibles et à peu près tous du même ordre de grandeur, d'où un seul temps de relaxation pour les liquides. Pour les solides amorphes, à chaque genre de forces correspondent des seuils de potentiel différents, d'où plusieurs temps de relaxation.

En adoptant la formule de Boltzmann, on peut obtenir la variation avec T de la probabilité W du changement de place; pour un liquide, on retrouve ainsi la variation exponentielle de la viscosité avec une seule exponentielle. Pour un solide amorphe, le potentiel subit des variations présentant une série de maxima et de minima; en assimilant cette courbe à une ligne brisée à côtés droits, on peut obtenir la variation de W avec T; la formule donnant la viscosité renferme alors plus d'une exponentielle; c'est le cas aussi d'un solide très visqueux.

Les pertes diélectriques dépendent aussi de la température. Aux températures élevées, le « spectre » du temps de relaxation se rétrécit, ce qui permet d'expliquer un phénomène constaté par l'auteur et par Schupp (1940) : augmentation du maximum de l'angle de pertes. La variation avec la fréquence s'explique de même. Aux basses températures, les temps de relaxation très élevées correspondent à des seuils de potentiel élevés, à une grande viscosité, etc.

E. DARMOIS.

Sur une forme utile de la représentation de la viscosité, surtout celle des colloïdes; PHILIPPOFF W. (*Koll. Z.*, 1942, **98**, 90-92). — Révision des différentes désignations utilisées dans les mesures de viscosité. L'auteur invite les collègues de donner leur avis par correspondance et de s'entendre pour accepter dorénavant une seule désignation choisie.

Mme FOEHRINGER.

Contribution à la connaissance de la structure des liquides dans la couche capillaire; RADULESCU D. (*Koll. Z.*, 1942, **98**, 34-42). — Étude des phénomènes se produisant lors de l'adsorption capillaire des vapeurs de liquides purs (benzène, chlorure de benzyle, tétrachlorure de carbone) sur le charbon actif et déduction des conséquences pouvant intéresser la chimie capillaire en général. En partant des isothermes de désorption, on déduit la densité des molécules dans le volume et dans la couche capillaire; dans la couche superficielle capillaire, qui est égale à 10-20 diamètres moléculaires selon le liquide, on observe une chaleur d'évaporation deux fois plus grande que celle des liquides normaux. Les molécules y tournent autour de leur axe qu'on peut déterminer avec bonne précision. — Mme FOEHRINGER.

MÉCANIQUE MOLÉCULAIRE.

Séparation des isotopes par diffusion non permanente; HELLUND E. J. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 743). — On imagine l'expérience suivante : dans un long tube scellé séparé en deux par une cloison, on place, d'un côté le gaz constituant le mélange à séparer et de l'autre un gaz d'une autre nature. Si on enlève la cloison, il y a diffusion réciproque, et l'on calcule la variation des concentrations relatives du mélange qui en résulte. — A. BERTHELOT.

Sur la mesure de rayons moléculaires de liquides organiques à partir de la vitesse du son et de la densité; SCHAAFS W. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 110). — Dans la formule de Van der Waals, b est égal à quatre fois le volume des molécules; en calculant b par

$$\mathcal{C} = \frac{RT_c}{8p_c}, \qquad (1)$$

on obtient une première détermination du rayon. La vitesse du son u peut s'introduire comme $\sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$; avec quelques approximations, cela donne

$$\mathcal{C} = \frac{M}{\rho} - \frac{RT}{\rho u^2}\left(\sqrt{1 + \frac{Mu^2}{RT}} - 1\right). \qquad (2)$$

La formule donne une deuxième valeur de r.

Enfin, on peut calculer r à partir de la réfraction moléculaire qui introduit le volume moléculaire. Une table donne les rayons calculés par ces trois procédés pour 27 liquides organiques, pour l'eau et le mercure à 20° C. On présente quelques remarques au sujet des (r) ainsi calculés. — E. DARMOIS.

Un appareil simple pour la mesure de la diffusion des gaz à travers des feuilles (Diffusion des gaz à travers les hauts polymères. I; MÜLLER F. H. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 48). — L'appareil doit satisfaire à deux conditions : grande sensibilité, usage pour tous les gaz. La première condition est réalisée par la mesure manométrique de la pression du gaz diffusé amené à un faible volume. Description de deux appareils dont l'un est plus spécialement destiné aux gaz condensables, l'autre aux gaz non condensables. On donne un certain nombre de résultats concernant la diffusion de H_2, H_2O vapeur, O_2, gaz rares, à travers des feuilles de polystyrol, chlorure de polyvinyle, triacétate. Discussion des causes d'erreur et précision. — E. DARMOIS.

Diffusion de quelques savons dans les milieux salins; LAMM O. (*Koll. Z.*, 1942, **98**, 45-52). —

Les mesures de diffusion ont été faites au moyen d'un nouveau vase de diffusion, en verre, avec un filtre de verre et une fermeture à air. Ces mesures ont servi pour étudier le coefficient de diffusion des savons à base de K, ainsi que des acides capryliques, capriniques et lauriques dans les milieux salins et alcalins, en fonction de la concentration. Les micelles se développent entièrement pour l'acide laurique déjà à la concentration 0,0005 n, pour le caprinate 0,03 n, mais pour le caprylate pour environ 0,3 n. Au delà de cette concentration, le coefficient de diffusion ne dépend plus de la concentration, à la seule exception du myristate de K, car la solubilité diminue quand la longueur de la chaîne augmente.

Mme FOEHRINGER.

La variation avec la température de la constante de diffusion de l'hydrogène atomique et des protons dans le fer; GÜNTHERSCHULZE A. et BETZ H. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 82). — Dans une publication précédente (*Ibid.*, 1939, **112**, 648; *cf.* **10**, 276 **D**), on a étudié la diffusion dans le fer de l'hydrogène provenant du bombardement de la cathode d'un tube de Geissler. Deux sortes de particules semblent diffuser dans le fer : 1° un groupe à diffusion rapide avec $D = 9$ (cm²/jour), $\frac{dD}{dT}$ est très faible; 2° un groupe à diffusion lente avec $D = 0{,}76$ à 3° C, mais avec un $\frac{dD}{dT}$ positif et grand. On a supposé que le premier groupe était composé de protons, le deuxième d'atomes H. Le présent mémoire s'occupe de la mesure précise de $\frac{dD}{dT}$.

Pour l'hydrogène atomique, le procédé d'obtention par la décharge s'est révélé incommode à cause de l'échauffement de la cathode. On a opéré par électrolyse; derrière la cathode est une cavité mince où débouche le tube qui conduit au manomètre à fil chaud. L'anode est une lame de plomb perforée. On convertit les mesures de pression en courant d'hydrogène. La mesure a été finalement faite de la façon suivante : le courant d'hydrogène qui arrive dans le fer est interrompu brusquement au temps $t = 0$ en inversant la polarité de l'électrolyseur et l'on suit la décroissance du courant d'hydrogène de l'autre côté. Après un palier durant 10-15 min, le courant décroît suivant une courbe à inflexion. Il n'y a pas de diffusion protonique dans ce cas. La courbe ne coïncide pas tout à fait avec la courbe théorique, la décroissance étant plus forte vers la fin. On explique cette discordance par l'existence de soufflures dans le fer, où les atomes H donnent des molécules H_2 qui, d'après diverses expériences, peuvent y prendre une pression considérable; quand on coupe le courant, les soufflures donnent de l'hydrogène, ce qui prolonge la courbe de diffusion. La variation de D avec T peut être déduite d'abord de l'existence du palier ci-dessus; aussitôt après avoir inversé le courant, on change T; le courant d'hydrogène change alors proportionnellement à dD. Une mesure absolue est déduite du temps ζ nécessaire à une chute de moitié du courant d'hydrogène; on effectue une correction pour tenir compte de l'hydrogène des soufflures. On trouve ainsi, pour les atomes H,

$$\log D_a = 0{,}0193\, T - 5{,}66 \text{ (cm}^2\text{/jour)}.$$

La variation de D_a est énorme; à 273° K, $D = 0{,}404$; à 573° K, $D = 240\,000$.

Pour les protons, on est revenu à la méthode du tube de Geissler; les difficultés sont grandes; on les expose. Le temps τ est 32 sec à 22° C et 39 sec à — 66°; $\frac{dD}{dT}$ est donc très petit. A la température de — 185° on n'a obtenu de courant protonique qu'avec une épaisseur très faible de fer (0,12 mm) et la mesure est mauvaise. Avec une cathode de 1 mm, la plaque ne laisse rien passer. On croit que les atomes H y ont une vitesse de diffusion si faible qu'ils sont pratiquement solides et rendent la plaque infranchissable aux protons. En réchauffant la plaque vers — 110°, tout l'hydrogène absorbé est récupéré du côté de la décharge. On pense que, pour les métaux qui ne laissent pas diffuser l'hydrogène, l'état que présente le fer à — 185° est réalisé à la température ordinaire.

E. DARMOIS.

Sur la théorie du processus des isotropes de Clusius et Dickel. I; WALDMANN L. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 53). — Enskog (1911) et Chapman (1916) ont montré théoriquement que, dans un mélange gazeux où règne un gradient de température, il se produit un courant de thermodiffusion qui conduit à une séparation partielle des gaz. On rappelle le raisonnement élémentaire qui démontre ce résultat La séparation ainsi produite est très faible; Clusius et Dickel sont arrivés à rendre le procédé efficace en le combinant avec la convection qui produit une amplification (principe du contre-courant). L'appareil de Clusius comprend un tube vertical refroidi à l'extérieur; dans l'axe est tendu un fil chauffé; le tube est subdivisé en compartiments par des toiles ou des disques percés de trous. Dans chaque compartiment s'établit un système de tourbillons; les concentrations s'égalisent à travers les toiles.

L'auteur fait d'abord la théorie de la démixtion dans un des éléments de la colonne. Il traite le cas de deux plaques verticales, l'une froide, l'autre chaude, de hauteur h, à la distance d. L'intervention simultanée de la convection, de la diffusion ordinaire et de la thermodiffusion est décrite à l'aide d'une équation aux dérivées partielles, non linéaire, du deuxième ordre, qu'on peut résoudre par approximation dans le cas du problème plan, du cas stationnaire et d'une faible démixtion. Le calcul introduit une distance caractéristique d_0 et une hauteur caractéristique h_0.

On traite d'abord le problème de la relation entre la différence de concentration aux deux bouts et le transport vertical de matière. La relation obtenue permet de calculer la séparation obtenue à l'équilibre. Il existe une distance optimum $d_m = 0{,}89\, d_0$ (pour h, d_0 et λ constants; λ, rapport molaire du n° 1 par exemple). En prenant cette distance d_m, on trouve un h optimum égal à $\frac{2{,}1}{\alpha}\frac{T_{\text{moyen}}}{\Delta T}\, d_0$, où α est un coefficient calculable (0,023 pour l'air). Dans le cas de l'air, avec

$$T_{\text{moyen}} = 400^\circ \text{K}, \qquad \frac{\Delta T}{T_m} = 0{,}5,$$

on a

$$d_0 = 0{,}38 \text{ cm}, \qquad d_m = 0{,}34 \text{ cm} \qquad \text{et} \qquad h_{\text{opt}} = 68 \text{ cm}.$$

Le rapport des séparations obtenues sans convection

et avec convection est $0{,}48 \frac{h}{d_0}$, ce qui démontre l'efficacité du contre-courant. Pour h, d, T et λ fixes, la démixtion dépend de la pression; elle passe par un maximum pour une certaine pression, comme l'ont vérifié expérimentalement Clusius et Dickel.

Enfin, Groth (1939) a trouvé qu'il existe un ΔT optimum; le calcul exigerait la connaissance de la variation des coefficients de diffusion et de viscosité avec T; on donne une démonstration qualitative.

Quand le tube à séparation est en relation, en bas avec une admission à concentration constante, en haut avec un récipient de grand volume V à concentration lentement variable, on peut obtenir par le calcul la formule

$$\Delta A = -\frac{A(1-A)h}{h_0}\left(1 - e^{-\frac{t}{\zeta}}\right),$$

où ζ dépend de h, V, d. Pour l'air, avec $V = 1$ l et un tube de 0,4 cm de rayon, on trouve $\zeta = 140$ h. La quantité transportée est proportionnelle à $\left(\frac{\Delta T}{T_m}\right)^2 d^4 p_0^2$. La proportionnalité à d^4 et p_0^2 a été vérifiée expérimentalement par Clusius et Dickel.

On discute ensuite le fonctionnement d'un tube à séparations genre Clusius en supposant que les formules s'appliquent dans chaque subdivision. On traite en particulier le cas où des prises d'essai sont faites continuellement au bout. Dans les essais sur HCl, on fournit, dans un tube de 20 m de haut, du gaz normal (23 pour 100 HCl_{37}, 77 pour 100 HCl_{35}); on a pu enlever chaque jour de l'ordre de 20 cm³ de gaz léger contenant 2,5 à 0,4 pour 100 HCl_{37}. Du côté « lourd », on a tiré 8 cm³ de gaz; volumes dans le rapport $\frac{\lambda_1}{1-\lambda_1}$ d'après les formules. On calcule finalement la consommation d'énergie.

E. Darmois.

Détermination de la constante capillaire avec la balence de Mohr; Tagger J. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 53). — Le principe est simple. Un rectangle de métal (ou de verre) est suspendu à la balance; on établit l'équilibre. On monte lentement un vase contenant le liquide, on note la hauteur au moment où la lame touche le liquide (équilibre détruit); on continue à monter le vase jusqu'à ce que l'équilibre soit de nouveau atteint. On écrit que la poussée d'Archimède est égale à la force capillaire. Correction pour la légère montée du liquide dans le vase. Les difficultés tiennent au nettoyage du solide et probablement à la présence d'une couche gazeuse à la surface. La méthode n'est pas bonne en valeur absolue; mais elle permet de suivre très facilement les modifications de la tension superficielle sous diverses influences. — E. Darmois.

IV. — ACOUSTIQUE.

La dispersion et l'absorption du son dans les nuages; Oswatitch K. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 365). — L'auteur cherche l'influence de la condensation ou de la vaporisation de l'eau sur la propagation du son dans l'air. *A priori*, la fréquence du son doit intervenir; pour les faibles fréquences, la vitesse de condensation des gouttes doit suffire pour maintenir la saturation; pour les grandes fréquences, il n'y a pratiquement pas de condensation pendant une période.

On établit les formules de dispersion et d'absorption du son dans une masse d'air contenant des gouttes d'eau. La variation de pression relative π et la variation de température relative ζ sont liées par une première relation déduite de la relation d'Euler et de la condition de continuité. C'est

$$\frac{\partial^2 \pi}{\partial t^2} - \frac{p_0}{\rho_0}\frac{\partial^2 \pi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}. \qquad (1)$$

En analysant les conditions dans le voisinage des gouttes, tenant compte du bilan de chaleur, etc., on trouve une deuxième relation beaucoup plus compliquée (équation aux dérivées partielles du troisième ordre). Le système des deux équations est résolu en introduisant des fonctions périodiques pour ζ et π de la forme $\zeta = \zeta_0 e^{i\omega\left(\frac{x}{w} - t\right)}$. On calcule finalement la vitesse w et le coefficient d'absorption.

Des applications des calculs sont faites. Par exemple, à 10° C, pour $p_0 = 600$ mm Hg, on a $\rho_0 = 10^{-3}$ environ (conditions à 2000 m environ). On suppose 1000 gouttes de rayon 10^{-3} cm au centimètre cube. Dans ces conditions, pour qu'il y ait une dispersion sensible du son, il faut que la fréquence soit inférieure à 5,4 Hz, fréquence très au-dessous des sons audibles pour l'homme. Dans les mêmes conditions, l'absorption pour une fréquence de 54 Hz est égale à 1,0 km^{-1}, c'est-à-dire que l'énergie sonore est réduite à la fraction $1/e$ de sa valeur pour un trajet de 1 km. En prenant un rayon de gouttes égal à $0{,}5 . 10^{-3}$ cm et un nombre de gouttes égal à 5000 au centimètre cube, on trouve un coefficient d'absorption de 0,17 km^{-1}. Ce résultat expliquerait la forte absorption du tonnerre. — E. Darmois.

La pression de radiation du son dans les liquides, en relation avec l'équation d'état; Hertz G. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 546). — Analyse des pressions de radiation selon Rayleigh et Langevin. Le son frappe normalement un piston qui reçoit une pression p; au repos, la pression était p_0; sur une paroi parallèle à la propagation, la pression est p_1. Rayleigh appelle pression de radiation la valeur $p - p_0$ et Langevin $p - p_1$; cette dernière est égale à la densité de l'énergie. On montre, par des graphiques, la répartition des pressions dans une onde qui se propage; cette répartition dépend de la relation entre p et v; figures pour pv = const; pv^γ = const.; $p - p_0 = \frac{1}{k}(v - v_0)$, cette dernière pour un liquide élastique. Dans ce dernier cas, la P.R. de Rayleigh est nulle. On analyse de même les pressions pour une onde stationnaire. Pour un liquide élastique, la pression observée est due surtout à la pénétration du liquide extérieur dans l'espace où le son se propage; importance de cette remarque pour la P.R. des ultrasons. — E. Darmois.

Relations entre la vitesse du son et la constitution pour les combinaisons organiques; SCHAAFS W. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 251). — Dans un travail précédent (*Ibid.*, **110**), l'auteur a montré comment on pouvait calculer le covolume b à partir de la vitesse du son et comparer ces valeurs à celles déduites de la réfraction moléculaire. On cherche ici si les (b) peuvent se déduire d'une règle d'additivité relative à des atomes ou groupes d'atomes, comme >C<, >C=, CH, C=O, C—OH, etc. Une table donne les valeurs des incréments correspondants déduits de l'étude de 17 combinaisons. On applique ces incréments au calcul de b pour 32 autres composés; une table permet les comparaisons calculé-observé. On explique sur les cas de la résorcine et du camphre la façon d'utiliser les incréments pour un cas un peu compliqué.

E. DARMOIS.

Synthèse de sons à l'aide d'un générateur à roue dentée; KLEINE K. H. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 111). — Contribution à la construction et à l'étude des instruments de musique électriques. La roue dentée est entraînée par un dispositif à friction; les dents passent en face d'un aimant entouré d'une bobine où se produisent les courants alternatifs qu'on amplifie ensuite : amplificateur à résistances à trois étages. Le caractère du son produit varie beaucoup avec la forme des dents, la distance de l'aimant à la roue et la forme de l'aimant.

On étudie la courbe à l'oscillographe cathodique en faisant varier la distance, la forme des dents, celle de l'aimant, la grandeur du champ magnétique, la nature de l'aimant (ou de la languette qui permet une transmission électrostatique).

La distance entre la roue et le collecteur de sons est très importante; on obtient de grosses variations du timbre en variant cette distance, ce qui permet d'imiter les percussions mécaniques des instruments de musique ordinaires. Les variations obtenues dépendent en même temps du profil de la roue et du collecteur; elles sont grandes avec des dents pointues et un collecteur mince. En faisant varier le champ magnétique, la variation avec la distance prend une autre forme. L'instrument est susceptible de modifications de toute sorte qui réagissent sur l'impression subjective. Reproductions de profils et de courbes.

E. DARMOIS.

La pression de radiation du son dans les liquides; HERTZ G. et MENDE H. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 354). — On considère souvent comme démontrant la pression de radiation du son les phénomènes de formation de jets à la surface de séparation de deux liquides; ces jets ne devraient se former qu'au cas d'une réflexion importante du son à la surface de séparation ou d'une « résistance sonore » différente. Les auteurs ont fait des expériences sur la pénétration des ultrasons à travers les surfaces tétrachlorure de carbone-eau ou aniline-eau. Dans le premier cas, les « résistances » sont égales, un jet important se forme dans l'eau; dans le deuxième cas, le jet est dans l'aniline, comme avec une pression négative. Mêmes phénomènes quand le son arrive après réflexion sur une plaque épaisse. Dans tous les cas, la protubérance se produit dans le liquide où la vitesse du son est la plus grande, c'est-à-dire la densité d'énergie la plus faible (reproduction de photos).

Les phénomènes peuvent s'expliquer par la théorie générale de L. Brillouin (*Rev. d'Acoustique*, 1936, **5**, 99); l'auteur donne une théorie simplifiée pour un liquide où l'équation d'état suit la loi de Hookes (relation linéaire entre p et v). La théorie montre qu'il n'y a pas, à vrai dire, de pression de radiation dans les liquides élastiques; les forces qui produisent les déplacements de liquides ont leur siège à la frontière du rayon sonore et du liquide. Le passage du son change la répartition en densité; si on fait la moyenne de la pression agissant dans la direction perpendiculaire à la propagation, on trouve une pression inférieure à celle au repos; l'équilibre avec le liquide où le son ne passe pas est donc rompu.

Il est nécessaire de distinguer deux pressions de radiation du son : 1° celle de Rayleigh, qui disparaît quand la loi de Hookes s'applique; 2° celle de Langevin, différence entre les pressions sur le piston et en un point où le liquide est au repos. Cette dernière est toujours égale à la densité d'énergie. — E. DARMOIS.

V. — ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

Existence d'un moment électrique quadrupolaire du deutéron; KELLOG J. M. B., RABI I. I., RAMSAY N. F. Jr. et ZACHARIAS J. R. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 677-695). — La méthode de résonance magnétique des rayons moléculaires est utilisée à l'étude de molécules contenant des noyaux de deutérium, soit D^2 et HD. La discussion des résultats montre que le deutéron possède un moment électrique quadrupolaire $Q = 2{,}73.10^{-27}$ cm², ce qui entraîne que sa charge ne présente pas la symétrie sphérique.

A. BERTHELOT.

Étude du temps de relaxation sur des mélanges de liquides polaires et non polaires; SPENGLER H. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 134). — On rappelle les principes établis par Debye au sujet de la dispersion et de l'absorption des ondes électromagnétiques; le schéma d'une molécule sphérique douée d'un seul temps de relaxation τ convient assez bien pour certaines molécules en solution assez étendue. L'auteur se propose de mesurer τ pour des solutions de nitrobenzène et de chlorobenzène dans le benzène, en vue d'arriver à des précisions sur les interactions des molécules polaires aux concentrations élevées.

La méthode employée est celle de l'échauffement par les pertes diélectriques.

Un émetteur produit une fréquence de 13 500 K Hz environ; cette fréquence est transmise, par l'intermédiaire d'un circuit intermédiaire filtreur d'harmoniques, au circuit de mesure qui contient le thermo-

mètre-condensateur. Un voltmètre à lampes mesure la tension aux bornes du condensateur. On rappelle les formules qui permettent le calcul de τ en fonction de la chaleur dégagée par centimètre cube et des quantités auxiliaires connues (n, ε, U, C). Le thermomètre et le voltmètre sont dans une caisse calorifugée; le laboratoire est thermostaté à 25° ± 0°,1.

Les solutions de nitrobenzène sont légèrement conductrices; on corrige l'échauffement obtenu (10 pour 100 environ de correction); on s'assure que les pertes sont nulles pour le condensateur plein de benzène; on a choisi en conséquence le verre du thermomètre et effectué une construction spéciale des connexions. Les quantités accessoires sont mesurées, ε avec un « dielcomètre », n avec un appareil d'Abbe. Les viscosités sont prises dans les tables pour les liquides purs; on admet pour les solutions une variation linéaire avec la concentration.

Des tables donnent, pour diverses solutions de concentration 0 à 100 pour 100, les valeurs des quantités mesurées servant au calcul de τ. La courbe de τ en fonction de la concentration descend rapidement pour le nitrobenzène, sans atteindre une limite; pour le chlorobenzène, elle atteint pratiquement une limite vers $C = 30$ pour 100 en molécules. Dans le domaine des concentrations faibles, les courbes sont extrapolées.

Une discussion termine le mémoire; on y considère une solution de dipôles dans le benzène à la façon de Kronig (*Physik. Z.*, 1938, **39**, 823) : collection de systèmes doués de relaxation et réagissant les uns sur les autres. La transmission d'énergie d'un système à l'autre fait précisément intervenir le mouvement brownien de rotation et le temps de relaxation. Dans la formule simplifiée de Debye, figure le quotient $\frac{\tau}{\eta}$ (temps de relaxation réduit); des courbes donnent sa valeur pour les deux séries de solutions en fonction de la concentration; on retrouve de nouveau l'allure différente dans les deux cas étudiés; la variation est de 10 à 1 pour le nitrobenzène dans toute l'étendue des concentrations. Il est probable que le moment dû à NO_2 est plus extérieur que celui dû à Cl, d'où une action qui se prolonge aux fortes concentrations. Pour le moment, on ne peut guère tirer que des conclusions qualitatives de ce genre. On termine par un rappel de la théorie de l'empêchement de rotation de Debye qu'on applique aux cas étudiés; cette théorie introduit le quotient $y = \frac{E}{kT}$; les valeurs de y calculées par la polarisation et le temps de relaxation ne coïncident pas; elles sont 10-20 pour $C_6H_5NO_2$, 2-4 pour C_6H_5Cl, c'est-à-dire trop faibles pour que les approximations de la théorie s'appliquent. — E. Darmois.

Sur la théorie des résidus diélectriques; de Oliveira Castro F. M. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 116). — Quand on décharge un condensateur présentant des résidus, la chute de la tension n'est pas exponentielle. Récemment (*Ibid.*, 1937, **107**, 217; *cf.*, **9**. 88 **D**), Gross a établi, en s'aidant du principe de superposition, l'équation intégrodifférentielle du phénomène et donné une solution approchée. L'auteur se propose, en choisissant une fonction convenable pour l'effet résiduel, d'intégrer complètement l'équation; on emploie l'expression βt^{-n} de Schweidler (1907). Le calcul apporte en même temps une contribution à l'étude de l'équation intégrale de Volterra. — E. Darmois.

Pertes diélectriques de solides fortement polymérisés; Holzmüller W. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 281). — On a mesuré l'angle de pertes et la constante diélectrique en fonction de la fréquence et de la température pour les substances suivantes : polyacétate de vinyle, polychlorure de vinyle, polyalcoolvinylique, polyacideacrylique, polystyrolène, butadiène, polyvinylcarbazol, thiocol, polyoctadécyléthervinylique, novolaque, polymères mixtes, acrylate de méthylestyrolène, etc.

Les trois premières substances ont été fournies par l'industrie, les autres ont été préparées par l'auteur, laminées sous 200 atm en feuilles de 50 mm de diamètre et 1-2 mm d'épaisseur. Les faces ont été métallisées par pulvérisation cathodique ou recouvertes par pression de feuilles d'or ou d'aluminium.

Les mesures sont effectuées sous 10^4 Hz avec le dispositif déjà décrit (*Ibid.*, 1940, **41**, 456); on a effectué aussi des mesures sous 500 et 10^4 Hz avec le pont de Schering. Dessin du condensateur employé.

Pour les mélanges de styrolène avec ces substances polaires, les courbes de tang δ avec T ont un maximum qui glisse vers les T basses quand la proportion de substance polaire augmente; en même temps, la valeur de (tang $\delta)_m$ augmente. Quand on fait varier la fréquence, la courbe se déplace vers les T élevées quand la fréquence augmente. Résultats analogues pour les substances pures en ce qui concerne la variation de tang δ avec T et avec la fréquence.

L'augmentation de (tang $\delta)_m$ avec T et la fréquence est conforme aux prévisions théoriques.

Les substances macromoléculaires, pour la fabrication desquelles on a employé des catalyseurs acides ou basiques, présentent une conductibilité; des ions peuvent aussi se former par chauffage; la conductibilité expliquerait que, dans certains cas, après le maximum de tang δ, il se produit une remontée des pertes quand T augmente.

On peut tirer des mesures la variation avec T des temps de relaxation; on trouve des relations de la forme

$$\log\tau = A + \frac{B}{T}.$$

Les courbes tang $\delta = f(T)$ sont plus ou moins larges autour du maximum; cette largeur est en relation directe avec celle du « spectre du temps de relaxation ». — E. Darmois.

Un générateur horizontal du type var de Graaff; Baumhauer W. et Kunze P. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 197). — On a réalisé d'abord un modèle réduit sur lequel on a mis au point les divers détails (matériaux des courroies, dispositif à étincelle). Puis on a construit le modèle définitif avec une courroie en « Astralon »; on peut le loger dans un laboratoire de dimensions ordinaires. On a atteint 1000 kV. Le courant de court-circuit atteint 200 A pour 1300 tours/min. Description des dispositifs de mesure. — E. Darmois.

Un nouveau générateur électromagnétique de haute tension continue; PAUTHENIER M. (*J. Phys.*, 1942, **3**, 78-79). — Dans le domaine des hautes tensions continues inférieures à 100 kV, il y a intérêt à substituer aux anciennes machines électrostatiques de très faible débit, encombrantes et fragiles, un petit générateur plus puissant, robuste et constitué par des pièces industrielles interchangeables.

ÉLECTRICITÉ DYNAMIQUE.

Sur l'emploi des alliages d'argent comme métaux pour résistances; SCHULZE A. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 6). — Les compositions des alliages étudiés sont

	Ag.	Mn.	Sn.
NBW 108	82	10	8
NBW 139	78	13	9
NBW 173	80	17	3

On a étudié leurs propriétés électriques, mécaniques, thermiques; elles dépendent beaucoup de l'histoire antérieure. NBW 139 a des propriétés mécaniques défavorables. Les deux autres peuvent très bien s'employer comme résistances normales.

NBW 108 a un coefficient de température très variable avec la température de recuit : négatif à 50-100°, nul vers 175°, positif au-dessus avec maximum vers 250°, de nouveau nul vers 430°. La résistivité est environ 0,55 ohm par mètre et millimètre carré à 20° C après tréfilage à froid. Le recuit à 175° donne une résistance utilisable.

NBW 173, après étirage à froid a la résistivité 0,58 ohm avec un fort C. T. négatif (105.10^{-6}). Recuit à 270° C pendant 18 h et refroidi ensuite lentement, il prend la résistivité 0,46 et un C. T. nul; même C. T. après recuit à 400° C. Entre —200° et +200°, la courbe résistance-température a la forme en S des résistances à la manganine.

E. DARMOIS.

Combinaisons supraconductives avec des températures de seuil extrêmement élevées (NbH et NbN); ASCHERMANN G., FRIEDERICH E., JUSTI E. et KRAMER J. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 349). — On a déjà signalé que NbC est un supraconducteur en-dessous de 10°,2-10°,5 K. Le présent travail signale deux nouveaux supraconducteurs : NbH, température de seuil vers 14° K; NbN, au-dessus de 23° K. Les produits ont été préparés à partir d'un Nb contenant 50 pour 100 Ta, 4,3 pour 100 O_2 et 1,05 pour 100 C par des procédés décrits. On donne leurs diagrammes X de poudres (reproductions). Les résistivités ρ_{300} sont respectivement 1,74 et $11,7.10^{-4}/(\Omega$ cm). On décrit un dispositif permettant de montrer que NbH et NnN deviennent supraconducteurs entre 20°,4 et 9°,5 K. Les mesures montrent que, pour les deux corps, le saut de supraconductivité n'est pas brusque; il existe un hystérésis extrêmement important, atteignant jusqu'à 8° de différence entre la branche descendante et la branche montante de la courbe. Les températures de saut dépendent de quantités minima d'impuretés et de la préhistoire de l'échantillon. On décrit beaucoup d'essais institués pour éclaircir cette question. Il semble que la purification abaisse la supraconductivité. On n'a pu encore décider s'il s'agit d'une véritable conductivité métallique ou d'une conductivité due à des emplacements à impuretés. La chute de résistance, l'augmentation considérable des constantes de l'effet Hall mettent NbN à part.

On a fait des essais sur l'influence des champs magnétiques, réussi l'expérience du courant non amorti avec NbN; le seuil magnétique de rétablissement est quelques milliers de gauss d'après certaines mesures, beaucoup plus petit d'après d'autres. On peut réduire l'hystérésis en chauffant peu de temps au-dessus de la température de saut, puis refroidissant ensuite, comme si l'on conservait ainsi des germes de supraconductivité. On a essayé d'autres composés de Nb et Ta sans trouver d'autres supraconducteurs autres que ceux décrits.

E. DARMOIS.

Recherches sur l'influence de la composition isotropique sur la conductibilité et la supraconductivité du plomb; JUSTI E. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 325). — Mesures comparatives sur du plomb ordinaire très pur et sur le plomb d'uranium de Hönigschmid. La résistance du Pb (U) tombe moins vite aux basses températures que celle de Pb ordinaire. On a pu suivre les deux échantillons à 7°,3 K où la supraconductibilité s'établit; il y a parallélisme absolu entre les deux plombs. — E. DARMOIS.

Sur l'emploi d'alliages d'argent comme fils à résistances. II; SCHULZE A. (*Physik. Z*,, 1941, **42**, 385). — Dans la première partie du travail, on a décrit des alliages Ag-Mn contenant de faibles additions de Sn. On décrit deux nouveaux alliages dont l'un est Ag-Mn sans étain.

Alliage 8,78 Mn-91,22 Ag. — Ses propriétés dépendent de la température de recuit; son coefficient de température est nul après 90 h de recuit à 250°. On a alors $\rho_{20} = 0,32\ \Omega\ (\text{mm}^2, \text{m})$ et après recuit 0,28.

On donne les diverses propriétés de cet alliage qui se révèle bon pour les résistances de précision. On aurait

$$R_t = R_{20}[1 + \alpha(t-20) + \beta(t-20)^2]$$

avec

$$\alpha = -0,85.10^{-6} \qquad \text{et} \qquad \beta = -0,042.10^{-6}.$$

La résistance varie avec la pression avec un coefficient de $3,3.10^{-6}$, c'est-à-dire un peu plus que la manganine.

Alliage 8 Mn-7 Sn-85 Ag-$\rho_{20} = 0,435$. — Coefficient de température $+10^{-5}$. Entre 20° et 50° C, R varie linéairement avec T. Les propriétés ne changent pas par le recuit jusqu'à 325°. Cet alliage n'a pas d'avantages spéciaux par rapport à la manganine.

E. DARMOIS.

Recherches sur la division et le déplacement des courants dans les supraconducteurs; JUSTI E. et ZICKNER G. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 256). — D'après les règles de Kirchhoff, les courants se divisent dans les branches d'une dérivation proportionnellement aux

conductibilités; que deviennent ces règles quand les dérivations sont supraconductrices ? Une observation de Sizoo (1926) a amené von Lane à établir une théorie (1932). On y suppose que, même pour le courant continu, ce sont les résistances inductives qui déterminent la répartition des courants. Si les deux bobines ont des self-inductions L_{11} et L_{22} avec une induction mutuelle L_{12}, on trouve

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{L_{22} - L_{12}}{L_{11} - L_{12}}. \quad (1)$$

Le processus est analogue à la mise sous tension d'un transformateur dans lequel les résistances ohmiques sont négligeables vis-à-vis des inductives; à cause de $\frac{L}{R}$ infini, le courant est « gelé ».

Une conséquence curieuse de (1) est que, pour $L_{11} > L_{12} > L_{22}$, on a $\frac{i_1}{i_2} < 0$; le courant i_1 circule à l'envers du courant principal. Les auteurs se sont proposé de mesurer le rapport $\frac{i_1}{i_2}$ et de vérifier les diverses conséquences de la théorie.

Les enroulements sont en plomb ou en étain sur isolant (Trolitul); les deux bobines ont même axe, le n° 1 à l'extérieur. Deux spires en série avec chaque bobine sont dans le plan de l'axe et l'on peut y retourner face pour face une bobine explorative qui sert à mesurer le courant à l'aide des indications d'un galvanomètre balistique. On calcule les (L) avec les formules classiques; on les mesure avec des ponts à fréquence musicale (pour Sn) et à haute fréquence (pour Pb); le calcul et l'expérience coïncident dans la limite des approximations faites. Pour mesurer le ΔL causé par l'intervention de la supraconductibilité, on a employé une méthode spéciale qui sera décrite plus tard; $\frac{\Delta L}{L}$ est de quelques pour 100 pour les selfs et inductions mutuelles. L'arrangement pour l'obtention de la supraconductibilité est décrit en détail (hélium liquide).

On s'arrange de façon que le facteur de proportionnalité entre les déviations du balistique et les courants dans les dérivations soit le même en [1] et [2]; on le vérifie en induisant dans les deux bobines en série un courant qui donne effectivement deux déviations égales. On représente graphiquement les courants i_1 et i_2 en fonction du courant total; on opère, soit en produisant d'abord la supraconductivité en l'absence de courant, puis lançant le courant ensuite, soit en refroidissant les bobines quand le courant y circule. Les deux bobines peuvent être Sn-Sn, Pb-Pb ou Sn-Pb, avec intervention possible dans ce cas. La théorie de von Lane se vérifie quantitativement. Exemple, avec Sn-Sn, $\frac{i_1}{I} = -0{,}193 \pm 0{,}003$ (mes); $\frac{i_1}{I} = -0{,}172 \pm 0{,}023$ (calc); $\frac{i_2}{I} = +1{,}193 \pm 0{,}010$ (mes); $\frac{i_2}{I} = +1{,}171 \pm 0{,}023$ (calc). Quand on a fait passer, pendant le refroidissement des bobines, un courant total de $I = +0{,}500$ A, on coupe le courant après que la supraconductivité est apparue; d'après Lippmann (*C. R. Acad. Sc.*, 1919, **168**, 73), un courant doit circuler dans les bobines tel que la composante normale de flux magnétique soit nulle. La valeur de ce courant est, dans le cas des bobines Sn-Sn, égale à 0,607 A; elle est déterminée par le fait que la bobine extérieure, en contact avec l'hélium, devient supraconductrice avant la bobine intérieure; le courant de 0,5 A passe alors dans [1] seule; quand on coupe le courant total, les inclinaisons des droites $i_1 = f(I)$ et $i_2 = f(I)$ ne changent pas.

Le calcul de l'énergie magnétique montre qu'il n'existe pas d'énergie d'ordre spécial aux supraconducteurs; en particulier, le rapport $\frac{i_1}{i_2}$ est indépendant de I et des courants permanents superposés. L'expérience vérifie en somme, dans tous ses détails, compte tenu de la particularité concernant la bobine extérieure, toutes les conséquences de la théorie.

E. Darmois.

Réponse, en lumière modulée, de couples thermoélectriques obtenus par pulvérisation; Harris L. et Scholp A. C. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 519-522). — Les voltages fournis par ces couples dans le cas d'éclairement continu (V_d) et intermittent (V_a) ont été comparés; on mesure un « facteur d'affaiblissement » $a.f.$ défini par la relation

$$af = \frac{V_a}{V_d} 2\sqrt{2}.$$

Ce facteur diminue quand la fréquence des interruptions croît. On a fait varier les fréquences de 0,8 à 7,0 par seconde, et l'on a utilisé un amplificateur pour ses mesures en lumière modulée.

On a étudié des couples bismuth-antimoine, et bismuth-tellure; ceux-ci fournissent un voltage huit fois plus élevé que les premiers; compte tenu de l'amplificateur, on peut détecter environ 10^{-8} W/cm².

E. Vassy.

MAGNÉTISME.

Moment magnétique relativiste d'une particule chargée; Margenau H. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 383). — L'auteur donne l'expression du moment magnétique d'une particule en mouvement rapide dans un champ central de forces. Des applications nucléaires possibles et en particulier le problème du deutéron sont discutés. Il apparaît que, avec la précision actuelle des mesures de moments magnétiques, les effets relativistes sont d'un ordre de grandeur mesurable.

A. Berthelot.

Recherches galvanométriques sur le mécanisme de la conductibilité électrique dans le platine et le rhodium. Rapport entre la conductibilité et la texture; Schulze R. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 297). — On rappelle les résultats obtenus depuis cinq ans dans l'étude de l'action des basses températures et des forts champs magnétiques sur la résistance des métaux. Les mesures sur les monocristaux ont établi que la résistance d'un cristal cubique n'est pas isotrope. Il est essentiel d'opérer à basse tempé-

rature pour éviter une isotropie apparente due au mouvement thermique et d'employer un fort champ pour supprimer la symétrie qui tendrait à s'établir. Les métaux se groupent alors nettement en deux classes suivant que leur nombre d'électrons de valence est pair ou impair. Les métaux impairs atteignent une résistance limite dans les champs croissants; celle des métaux pairs augmente constamment avec le champ. Si l'on adopte l'idée de bandes contenant les électrons de conductibilité, celles des métaux impairs ne sont pas complètement occupés, ce sont les véritables conducteurs. Les métaux pairs auraient des bandes qui se recouvriraient partiellement, de sorte qu'une partie des électrons d'une bande peuvent parvenir dans une autre et y faire figure d'électrons libres. Le champ réduit le recouvrement et, dans les forts champs, le métal devient peu à peu isolant. A la lumière de ces explications, il devient intéressant d'étudier les métaux de transition, d'où le présent travail sur Pt et Rh.

L'appareillage a déjà été décrit; on opère aux températures de 20,4, 14,0 et 4°,22 K et dans des champs de 0 à 40 000 gauss. Les fils sont polycristallins; ils donnent avec 40 000 gauss à 4°,22 K une augmentation de R atteignant environ 200 pour 100 pour Pt et Rh. L'augmentation a une allure différente pour les deux métaux. Pour Rh, elle est déjà importante pour les faibles champs et, au-dessus de 30 000 gauss, elle tend vers une limite. Pour Pt, au contraire, l'augmentation croît plus vite que le champ (comme $H^{1,4}$). On retrouve donc ici les résultats concernant les métaux impairs (Rh et pairs Pt).

On essaie, pour les deux métaux, l'application du diagramme de Köhler. Quand on opère avec des métaux de pureté différente et à des températures différentes, la règle de Köhler spécifie que l'augmentation relative $\left[\frac{\Delta\rho_H}{\rho_0}\right]_T$ est fonction seulement du quotient $\frac{H}{R}$, où R est le rapport des résistances en champ nul à T et à 0° C. Jusqu'ici, quand des points expérimentaux s'écartaient de la courbe moyenne, on rapportait ces écarts à diverses causes. Le présent travail a montré que la texture du fil polycristallin devait agir (reproductions de diagrammes X des fils).

Quand le champ magnétique a la direction du courant, la théorie du gaz électronique isotrope indique un effet nul sur la résistance; les mesures ont été faites sur Pt et ont donné à 4°,2 K à peu près un tiers de l'effet transversal.

En l'absence du champ, la résistance de Pt et Rh ne suit pas une loi exponentielle simple; elle augmente à peu près comme T^2 aux températures de l'hélium et comme T^n $(n > 2)$ aux températures de l'hydrogène.

Remarques sur la résistance résiduelle (z) et sur la résistance idéale $r_{id} = R - z$. La règle de Köhler serait en défaut quand r_{id} et z sont du même ordre de grandeur. — E. Darmois.

Combinaisons supraconductives avec des températures de seuil extrêmement élevées (NbH et NbN); Aschermann J., Friederich E, Justi E. et Kramer J. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 349). — Cf. **3**, 73 D.

Augmentation de résistance des métaux dans le champ magnétique et types de conductibilité des métaux; Justi E. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 563). — Exposé général des résultats obtenus par l'auteur et divers collaborateurs depuis 1934 dans le domaine des basses températures et des champs élevés. La résistance d'un cristal unique cubique de Au est anisotrope dans un champ magnétique transversal. Le diagramme polaire de l'augmentation de résistance est caractéristique.

Les recherches analogues faites sur les autres métaux ont permis d'étudier le gaz électronique qui serait plutôt un « liquide ». Il faut renoncer à une théorie universelle de la conductibilité et admettre qu'il y a des « types », en relation avec le genre de réseau; l'anisotropie révélée par le champ magnétique est due aux chocs ou aux liaisons. Les types apparaissent nettement quand on représente les augmentations de résistance dans le diagramme réduit de Köhler : $\log\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right) = f\left(\frac{H}{R}\right)$. Ce diagramme traduit la règle de Köhler : les variations moyennes azimutales relatives de ρ sont indépendantes des variations de H, T et de la résistance résiduelle. Les diagrammes sont en relation avec la classification périodique.

E. Darmois.

Sur le signe de l'effet thermomagnétique transversal, dans le cas des électrons libres. L'effet Thomson transversal dans les métaux non isotropes et autres propriétés analogues dans un champ magnétique; Köhler M. (*Ann. Physik*, 1942, **41**, 54-60). — Le signe de l'effet thermomagnétique, ou effet Ettingshausen-Nernst, doit être négatif pour les métaux nobles et positif dans les alcalins. L'auteur fait ensuite une courte discussion des propriétés thermomagnétiques en général et la relation entre les effets thermoélectriques proprement dits dans un champ magnétique qui sont réversibles, et les effets thermomagnétiques ou effets Ettingshausen-Nernst généralisés, irréversibles. En particulier, pour $H = 0$, les effets thermomagnétiques sont nuls, il ne reste que les effets thermoélectriques; en ce qui concerne l'effet Thomson transversal, il doit être nul pour les métaux isotropes. — N. Cabrera.

Contraintes alternatives et propriétés magnétiques; Fink K. et Lange H. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 90). — Des échantillons d'acier à 0,02, 0,21, 0,39, 0,64, 0,77 pour 100 C, sont essayés à l'aide de la machine de Schenck. L'éprouvette tourne sur elle-même et, pendant sa rotation, elle est soumise à un effort perpendiculaire à l'axe de rotation; chaque élément de l'éprouvette est ainsi alternativement comprimé et tiré une fois par tour. En même temps, l'éprouvette est soumise à des champs magnétiques croissants et décroissants de zéro à une valeur maximum et l'on détermine par la méthode balistique l'induction obtenue, ce qui permet de tracer les courbes d'aimantation et de commutation pour les diverses contraintes et les divers champs. L'induction dépend, à champ constant, de la contrainte dynamique et en même temps, à contrainte nulle ou constante, de la valeur maximum du champ. Les courbes induction-contrainte, induction-champ se ressemblent et

l'on peut établir une corrélation entre la contrainte et le champ. Il y aurait donc une analogie entre la contrainte alternative mécanique et l'action d'un champ magnétique alternatif. On publiera ensuite les modifications apportées dans la matière par une contrainte prolongée. — E. DARMOIS.

ÉLECTROMAGNÉTISME.

Déplacement du courant dans un conducteur cylindrique, en particulier dans une section elliptique; FISCHER J. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 327). — Théorie de l'effet de peau. On présente deux façons différentes d'envisager le problème : 1° par l'emploi d'ondes dans le fil; Sommerfeld a donné la solution du problème dans un travail classique (*Wied. Ann.*, 1899, **67**, 233); pour les calculs pratiques, on se heurte à des difficultés insurmontables.

2° En considérant le problème comme quasi-stationnaire. Le champ magnétique est calculé comme si la densité du courant était constante, à un instant donné; les calculs sont faits dans une section. C'est cette méthode qu'on emploie. On formule les conditions aux limites, traite le cas du cylindre elliptique. La résolution introduit des fonctions de Mathieu qui ne sont pas encore mises en tables numériques. Pour des valeurs faibles ou grandes d'un certain paramètre, on possède des développements asymptotiques dus à Strutt (1927). — E. DARMOIS.

Sur la théorie des miroirs cylindro-paraboliques; MAGNUS W. (*Z. Physik*, 1941, **118**, 343-356). — Discussion mathématique détaillée de la réflexion d'une onde électromagnétique sur un miroir cylindro-parabolique. — B. VODAR.

Méthode simplifiée pour l'étude de la sensibilité d'un pont de mesures; NEY G. (*Rev. gén. Élect.*, 1942, **51**, 249-259). — L'auteur, après avoir souligné l'importance d'une étude de la sensibilité des méthodes de zéro utilisées dans les montages en pont pour la mesure des résistances, des impédances et des capacités, expose le principe d'une méthode à la fois simple et générale et propre à faciliter le calcul de la sensibilité. Il donne d'abord des exemples d'application de cette méthode dans le cas des ponts de Wheatstone et de Lord Kelvin, puis montre comment l'étude de la sensibilité permet de calculer le courant dans le galvanomètre du pont double et du pont de Caret-Foster. Il étend ensuite cette étude au cas des ponts à courant alternatif (pont de Sauty et pont de Maxwell) dans lesquels l'appareil de zéro est un téléphone.

Radiation et absorption terrestre pour un dipôle; SOMMERFELD A. et RENNER F. (*Ann. Physik*, 1942, **41**, 136). — Calcul de l'énergie moyenne totale émise par seconde par un dipôle monochromatique placé à une hauteur h, soit verticalement, soit horizontalement par rapport à la terre, laquelle est considérée comme plane et caractérisée par les constantes électriques ε, σ. L'intégration du flux d'énergie est faite sur deux plans infinis parallèles à la terre et placés à $h \pm \varepsilon$; ε étant très petit. Si S_+ et S_- sont les flux d'énergie traversant les deux plans dans le sens positif, l'énergie totale émise par le dipôle est $S = S_+ - S_-$ et l'énergie absorbée par la terre $S_{ab} = -S_-$. Les auteurs considèrent d'abord le cas limite d'une terre parfaitement conductrice ($S_{ab} = U$), puis ils calculent les premières approximations des corrections dues à la conductivité finie de la terre; ces corrections commencent à être sensibles pour $h < \frac{\lambda}{2}$ et deviennent rapidement très grandes pour $h \to 0$, en particulier pour l'énergie absorbée. Finalement, les auteurs généralisent ces résultats à une antenne réelle, et définissent une « résistance de radiation » analogue à celle du calcul classique de Hertz. — N. CABRERA.

Considérations préliminaires à une théorie des fusibles; KESL K. (*Rev. gén. Élect.*, 1942, **51**, 279-291). — Nouvelle théorie des conditions de passage du courant dans les fusibles de coupe-circuit en introduisant, à cet effet, la notion d'incidence des variables d'ordre tant électrique que constructif intervenant dans le processus de fusion. Après avoir étudié le fonctionnement des fusibles dans le cas du courant continu et dans celui des courants alternatifs, l'auteur examine les conditions d'extinction pour des fusibles dans lesquels l'intensité du courant continue à croître, après la fusion du fusible du coupe-circuit. Des considérations sur l'énergie dépensée par l'arc montrent que celle-ci est une fonction croissante de l'intensité de courant maximum, à l'instant de la fusion.

Régulateurs à lampes pour installation à tension constante; HOLZMÜLLER W. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 218). — Pour régler une tension assez élevée à une valeur constante, on a proposé divers montages, en particulier une division de la tension sur deux résistances R_1 et R_2 en série, la différence de potentiel sur R_2 étant mise par l'intermédiaire d'une batterie en opposition sur l'ensemble filament-grille d'une lampe. Le procédé exige une batterie et il est peu efficace. L'auteur emploie une combinaison de résistances où des éléments à courant constant (lampes fer-hydrogène, tubes diodes à saturation, etc.) sont montés dans un pont de Wheatstone. Détails sur l'installation définitive. On a pu régler à 1 V près la tension d'une machine à 100 V actionnant un générateur à haute fréquence. — E. DARMOIS.

Un déclencheur automatique de balayage pour oscillographe à rayons cathodiques; RIVAULT R. et HAUBERT A. (*Rev. gén. Élect.*, 1942, **51**, 262). — Dispositif permettant d'enregistrer automatiquement les oscillogrammes dus à des décharges atmosphériques, dispositif comportant un premier amplificateur symétrique à la suite duquel le signal, convenablement amplifié et détecté, est appliqué à la base de temps proprement dite. La tension de balayage obtenue commande ensuite trois dispositifs dont le dernier actionne la chambre de prise de vues. Les auteurs décrivent ces différents dispositifs, à savoir : l'amplificateur d'entrée, la base de temps, l'amplificateur de

balayage, le système modulateur de Wehnelt et enfin le déclenchement automatique de la chambre. Ils montrent que cet appareil peut être utilisé pour l'enregistrement de tous les phénomènes transitoires à début brusque, avec ou sans l'adjonction d'une ligne à retard artificielle.

Sur la résistance en courant alternatif de substances céramiques poreuses contenant de l'argile et du silicate de magnésium (groupes IV B et V de la table de propriétés DIN 40685) aux températures atteignant 600°; RICHTER E. F. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 117). — Entre 100° et 600°, on étudie, par des montages déjà employés par l'auteur, diverses matières sous tension alternative de 50 p : résistance d'isolement, constante diélectrique, pertes diélectriques et leur variation avec T.

E. DARMOIS.

ÉLECTRONIQUE.

Comment se répartissent les électrons de conductibilité d'un métal sous l'action de la pesanteur? WOLF F. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 573). — A l'aide de l'équation de Poisson et des considérations statistiques utilisées par Fermi dans le problème des enveloppes électroniques des atomes lourds, on soumet la question au calcul. On trouve pratiquement dans tous les métaux une marche linéaire du potentiel avec l'altitude $\psi = B_z + \delta + C$; δ est une expression compliquée qui donne à la droite une courbure vers les sufaces inférieure et supérieure. On aurait

$$B = \frac{\mu g}{\varepsilon} = 0{,}56 . 10^{-10} \, V/m.$$

Un très faible enrichissement des électrons a lieu à la partie inférieure dans une couche de 10^{-8} cm d'épaisseur; il est compensé par une perte dans une couche analogue à la partie supérieure. — E. DARMOIS.

Écarts à la loi d'Ohm dans les semi-onducteurs ; SCHOTTKY W. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 570). — Quand la conductibilité d'une substance n'obéit pas à la loi d'Ohm, c'est que : ou bien la vitesse des porteurs de charge n'est pas proportionnelle au champ, ou bien leur densité dépend du sens et de la grandeur du courant. Dans les liquides et solides, c'est le deuxième cas qui se présente. Pour les semi-conducteurs, l'auteur a proposé une théorie des redresseurs (*Naturwiss.*, 1938, **26**, 843) où il suppose que, en l'absence de courant, la densité électronique n'est pas la même au contact de l'électrode métallique et dans la masse du semi-conducteur. Une tranche placée dans celui-ci est alors envahie par des électrons quand le courant passe dans un sens et, au contraire, vidée de ses électrons dans le sens inverse, d'où l'unipolarité.

La dissymétrie de densité électronique peut tenir à plusieurs causes : 1° répartition non homogène des emplacements générateurs d'électrons; ce serait le cas pour Cu_2O où un défaut d'oxygène forme la couche de barrage contre le cuivre (couche chimique); 2° effet physique analogue à celui au contact d'une électrode incandescente où la densité électronique en l'absence de courant est réglée par la grandeur du travail d'extraction; avec un semi-conducteur, les électrons provenant du métal auront une densité en rapport avec ce travail. Ce dernier effet serait le plus important; l'expérience doit vérifier que le courant dépend du métal employé comme électrode avec un semi-conducteur donné. C'est le cas pour des expériences de Schweickert et Gudden (1939) sur des couches de sélénium comprises entre Ni d'une part et, d'autre part, un métal déposé par vaporisation thermique. La résistance R varie de 10^7 Ω/cm² à 10^2 Ω quand l'électrode variable est constituée par K, Na, Ba, Al, Zn, Cd, Tl, Sn, Ag, Cu, Au, Ni; en même temps, le travail d'extraction varie systématiquement dans la série de 2 V à 5 V. Le fait que R est la plus élevée quand le travail d'extraction est le plus petit tient à ce que le sélénium est un semi-conducteur où le transport a lieu par défaut d'électrons, les lacunes suivant le sens du champ.

D'autres vérifications concernent le comportement des couches en courant alternatif; l'épaisseur de la couche de barrage, déduite de la capacité, dépend de la tension de barrage; elle change comme si la couche se dilatait dans la direction contraire au courant et se contractait dans la direction du courant. En même temps, le champ très intense dans la couche de barrage fait que, dans certains cas (Se), il faut compter sur une véritable émission thermique. Les cas de Cu_2O et Se sont très différents. — E. DARMOIS.

Sensibilité spectrale des cellules au sélénium ; BARNARD G. P. (*Nat. phys. Lab. Proc. phys. soc.*, 1939, **51**, 222-236). — Afin de pouvoir contrôler en cours de fabrication les variations de sensibilité spectrale de cellules au sélénium ou au sulfure de sélénium, on a monté un appareillage simple comportant une lampe à ruban de tungstène et deux filtres, un bleu, un rouge; on mesure au moyen d'un potentiomètre étalonné le rapport $\frac{S_B}{S_R}$ des courants émis pour chaque filtre. On a ainsi pu étudier en particulier l'influence de la durée et de la température du recuit, et l'on espère arriver à obtenir à coup sûr la courbe de sensibilité que l'on désire, et qui se rapproche de la courbe de visibilité relative. On a étudié également les variations en fonction de la résistance extérieure, la sensibilité au rouge croissant lorsque la résistance extérieure décroît. L'éclairement agit sur la sensibilité en lumière totale. On a également observé une influence de la température, la sensibilité au rouge augmentant quand la température croît. Enfin, la sensibilité spectrale est fonction du courant émis par la cellule. L'ordre de grandeur de ces divers effets ne permet pas de les négliger pour des mesures de précision.

La courbe de sensibilité spectrale a été déterminée pour un certain nombre de cellules. Elle présente un maximum vers 5300 A. L'auteur préconise l'emploi d'un filtre pour les mesures de précision.

Mme E. VASSY.

Recherches sur les photo-compteurs et leurs applications ; DAUVILLIER A. (*J. Phys.*, 1942, **3**, 29-40). — L'auteur décrit la technique élaborée pour

réaliser des photo-compteurs stables, fidèles et reproductibles. Il étudie leur mode constructif, le procédé de préparation des cathodes et discute la nature du gaz de remplissage. Deux types de compteurs sont décrits; le second, de conception nouvelle, présente des avantages marqués. Le palier de réponse étendu, présenté par ces tubes, en fait de véritables appareils de mesure. Il décrit ensuite le montage et l'appareillage utilisés pour la détection et le procédé d'enregistrement basé sur l'emploi d'un cinémographe. L'étude spectrographique des cathodes, dans l'ultraviolet et le visible, entreprise avec M. E. Vassy, a montré l'influence des traces gazeuses adsorbées sur le domaine de sensibilité spectrale, qui a pu être déplacé à volonté dans le sens des hautes et des basses fréquences. L'auteur décrit diverses cathodes très sélectives, couvrant le domaine ultraviolet : 2100-4000 Å, ainsi qu'un type de cathode sensibilisée, couvrant tout le spectre visible jusqu'à 7000 Å. Les principales applications scientifiques, techniques et médicales de ces compteurs sont indiquées. Ces appareils sont appelés à suppléer la plaque photographique et la cellule photoélectrique dans de nombreuses applications.

Sur l'émission secondaire et les phénomènes de charge dans les isolants; Hinterberger H. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 98). — Les isolants étudiés sont : mica, Al_2O_3, ClNa, en plaques d'épaisseurs diverses. On les bombarde avec des électrons provenant d'une cathode, à travers une grille qui attire les électrons. Derrière la plaque isolante est une connexion reliée à un électromètre; celui-ci indique, dans les conditions de l'expérience, la charge totale située sur l'isolant.

On trouve que, sous la surface de l'isolant, il se produit une charge négative, la surface elle-même étant chargée positivement ou négativement suivant la vitesse des électrons primaires. Le rendement α en électrons secondaires dépend de l'état de charge de l'isolant. Il existe un domaine de vitesses primaires dans lequel, par suite de la formation d'une charge spatiale dans l'isolant, α, d'abord plus grand que **1**, diminue pour atteindre l'unité. La surface de l'isolant se met d'abord au potentiel de la grille; elle passe brusquement à celui de la cathode quand $\alpha = 1$.

E. Darmois.

Sur le photoélément au sélénium. IV. Comportement aux basses températures; Becker A. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 342). — Quand la température est basse, l'élément subit des variations quantitatives et qualitatives (excitation seulement par le rouge et l'infrarouge) déjà étudiées par Goos (*Ibid.*, **113**, 334). Pour 15 cellules de même fabrication, on étudie la façon dont varie la température quand on les plonge dans l'air liquide et, une fois l'équilibre de température obtenue, on trace une courbe courant-tension. Nombreuses courbes au refroidissement, à l'échauffement. Discussion des phénomènes observés; ils sont assez compliqués et l'on cherche ceux qui sont indépendants de la construction spéciale de chaque cellule.

E. Darmois.

Diffusion et polarisation des électrons; Rose M. E. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 280). — Article théorique où l'auteur essaie de rendre compte de la faible polarisation observée pour les électrons deux fois diffusés, et de la diffusion anormalement faible dans des matériaux lourds, par l'intervention de forces non coulombiennes au voisinage des noyaux. On discute la nature des forces à envisager pour rendre compte des faits expérimentaux. — A. Berthelot.

Le pouvoir de résolution des émulsions photographiques pour le rayonnement électronique; Ardenne M. von (*Z. Physik*, 1939, **114**, 379). — A propos de recherches sur la microscopie électronique, l'auteur a été amené à rechercher une augmentation du pouvoir de résolution des émulsions. La définition et quelques idées théoriques l'ont amené à penser qu'il fallait utiliser des couches très minces sans liant (gélatine). Il a pu étudier la question expérimentalement avec sa sonde électronique; on trace sur la plaque à étudier un trait avec cette sonde et l'on développe. En même temps, on a fait des microphotos de coupes au microtome de l'émulsion. En opérant avec des électrons de 10, 20, 50 kV, on vérifie toutes les prévisions de la théorie au sujet de la diffusion de ces électrons dans l'émulsion. L'emploi d'une plaque Schumann ancienne donne de suite un bon résultat, un peu gâté par le voile. Avec des plaques Schumann sur milieux de fixation spéciaux, l'auteur pense arriver à la solution. Déjà, il a obtenu une résolution 36 fois meilleure qu'avec des plaques ordinaires.

E. Darmois.

Mise en évidence de couches d'oxyde sur le fer avec l'explorateur électronique; Knoll M. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 120). — L'appareillage a été décrit par Te Gude (*Diss., Berlin*, 1940); on en donne une figure; il permet l'étude de l'émission secondaire d'échantillons métalliques. Une pastille de fer dégazée dans le vide à chaud est laissée quelque temps à l'air; son émission secondaire augmente; l'émission croît beaucoup quand le fer a été rendu passif dans NO_3H concentré. Le chauffage dans le vide restitue rapidement l'émission initiale; il fait donc disparaître la couche d'oxyde. L'étude de l'émission secondaire peut renseigner sur l'épaisseur, la croissance et la structure des couches protectrices contre la corrosion. Reproductions. — E. Darmois.

Une méthode non encore employée pour mesurer la répartition de l'énergie des électrons secondaires; Kollath R. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 576). — On rappelle les principaux procédés employés jusqu'ici. La nouvelle méthode est fondée sur l'emploi d'un champ magnétique longitudinal. Les électrons qui pénètrent dans ce champ un peu en travers s'y enroulent sur des hélices autour des lignes de force; on peut rassembler ainsi en un même point les électrons de même vitesse provenant d'un même point; en plaçant une fente au point de rassemblement, on peut faire passer par la fente successivement les paquets d'électrons de différentes vitesses en changeant la valeur du champ. On décrit l'appareillage employé et l'on donne par des courbes les résultats concernant la répartition pour les métaux suivants : Ta, Mo, Ba; dans tous les cas, l'énergie passe par un maximum pour une certaine valeur du champ, c'est-à-dire de la vitesse. Pour Ba, en outre du maximum principal, vers 2,25 V, il existe une deuxième accumulation

vers 6,25 V. Les résultats sont comparés dans une figure pour les trois métaux. — E. Darmois.

Application de la méthode des coïncidences pour la construction d'un nouveau spectrographe à rayons β; Feather N. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 224). — L'un des problèmes les plus importants de l'étude des substances radioactives est celui de la corrélation relative au temps d'émission du noyau instable entre particules et quanta. Ce problème résolu, on peut analyser le spectre complexe d'énergie des électrons de désintégration; chaque spectre partiel concerne les électrons émis par des noyaux effectuant la même transition. A cause de l'intervention de la corrélation en temps, l'emploi de la méthode des coïncidences est indiqué. On rappelle les antériorités. Le procédé employé consiste à placer la source radioactive dans un champ magnétique uniforme (celui de l'aimant de Cockcroft). Deux fentes sont placées en-dessus et en-dessous de la source; on recueille les particules passant dans les deux fentes dans deux compteurs.

On discute les conditions géométriques de focalisation; elles fixent la grandeur des fentes et des fenêtres des compteurs, le moment des particules recueillies, etc. Le pouvoir de résolution des circuits utilisés est de l'ordre de 10^{-6} sec; le compteur à particules β peut être traversé par 20000 particules à la minute; 25 coïncidences à la minute peuvent provenir des rayons γ. Dans des temps raisonnables, on peut atteindre la corrélation entre les photoélectrons des raies β naturelles les plus fortes et les particules de désintégration du spectre continu (raies β d'intensité absolue supérieure à 0,01). — E. Darmois.

Complément au travail « Sur les caractéristiques optiques des lentilles électroniques puissantes », Dosse J. (*Z. Physik*, 1941, **118**, 375-383). — Ce travail complète celui paru au *Z. Physik.*, 1941, **117**, 922; on y compare les résultats de l'auteur avec ceux récemment publiés par Ardenne.
B. Vodar.

Complément aux travaux « Sur la vérification des lentilles électroniques à court foyer » et « Sur un microscope électronique universel de 200 kV à dispositif objectif ombreur »; Ardenne M. von (*Z. Physik*, 1941, **118**, 384-388). — Complément aux travaux précédents de l'auteur et réponse à la discussion de J. Dosse. — B. Vodar.

Émission électronique secondaire de monocristaux de cuivre pour des vitesses primaires faibles; Bekow G. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 144). — On a déjà signalé de divers côtés une variation de l'émission secondaire avec la direction de la surface émettrice dans le cristal; le rendement dépendrait aussi de la structure cristalline, le travail d'extraction dépendant vraisemblablement de la direction.

Employant des dispositifs connus, l'auteur mesure le rendement de l'émission secondaire pour des monocristaux de cuivre; la vitesse des électrons primaires varie de 80 à 550 V. Le récepteur est une mosaïque de cristaux d'environ 1 cm^2 à orientations différentes qu'on explore l'un après l'autre. Tableau, courbes. L'influence de l'orientation est très nette; le cuivre polycristallin se loge entre les courbes des monocristaux. — E. Darmois.

Contribution à l'étude de l'émission secondaire de couches de métaux alcalino-terreux déposés par vaporisation; Görlich P. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 129). — Rappel des expériences effectuées depuis 1935 sur les couches de Be et Ca déposées sur divers supports; on a mis en évidence une influence du support, même quand les électrons primaires ne sont pas assez pénétrants pour l'atteindre. Les résultats relatifs à l'influence de l'épaisseur de la couche sont controversés.

L'auteur a opéré par la méthode habituelle pour mesurer le rendement δ en électrons secondaires. Il a d'abord employé des couches de Be sur Ag. Dans ce cas, une décharge à haute tension dans l'argon sensibilise le métal; δ passe par exemple de 1,82 à 3,55 et d'une façon reproductible. Même augmentation avec un bombardement électronique qui peut porter δ à 3,38, valeur jusqu'ici non atteinte par une décharge dans O_2. Les résultats sont analogues pour un dépôt de Ca sur Ag où δ passe de 0,82 à 2,01 par décharge dans l'argon (tableau donnant la variation de δ avec le temps). Même augmentation pour des couches de Mg sur Ag. Trois explications sont proposées pour rendre compte de cette augmentation : sensibilisation par des impuretés du gaz rare, réduction d'épaisseur de la couche, changement de structure progressif comme l'ont observé Warnecke et Lortie (*C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, 429). C'est cette dernière explication qui semble la plus vraisemblable.

On mesure ensuite δ pour diverses épaisseurs de la couche; une valeur maximum de δ a lieu pour une certaine épaisseur. La plus grande valeur de δ observée pour une couche de Be déposée sur Ag non dégazé est 4,22. On ne peut déduire des observations, comme l'a fait Treloar (1937) que δ dépend surtout du travail d'extraction. — E. Darmois.

Le pouvoir de résolution théoriquement accessible pour le miscroscope électronique; Scherzer O. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 427). — Le pouvoir de résolution est limité par la diffraction et les aberrations d'ouverture de l'objectif. On passe en revue les différents montages proposés jusqu'ici; dans tous les cas, la distance minimum discernable est donnée, à peu près, par la formule

$$\alpha_{\min} = \frac{\lambda}{\sqrt{2}} \sqrt[4]{\frac{f}{\lambda}}$$

où f est la distance focale objet. Par aucun des procédés proposés, on ne peut dépasser 100 longueurs d'onde électroniques. D'après Borries et Ruska (1939), la limite actuellement atteinte serait 1400 α; il reste encore une marge importante pour les améliorations.
E. Darmois.

Sur la détermination du pouvoir séparateur des microscopes électroniques; Ardenne M. von (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 72-74). — Le pouvoir séparateur d'un microscope électronique est généralement considéré comme étant la plus petite distance de deux grains à peu près identiques dont les images sont

séparées. Pour que la méthode soit sûre, il faut que la densité des grains soit suffisante. Dans ce but, l'auteur vise une plage où la densité varie d'une manière continue; cette plage, dont la largeur est de 0,5 μ est la pénombre d'une lame de rasoir cette lame est placée tout près d'un film support en collodion (à 0,1 ou 0,2 mm) sur lequel on évapore du tungstène dans un bon vide. Le pouvoir séparateur du microscope utilisé est de 2,2 mμ. — B. VODAR.

Contribution à la théorie de la déviation magnétique des faisceaux électroniques; PICHT J. et HIMPAN J. (*Ann. Physik*, 1941, **39**, 409-436; 436-478 et 478-502). — Trois articles théoriques : généralités; déviation d'une image étendue et aberrations qui en résultent (jusqu'au troisième ordre); formation dynamique de l'image à l'aide de déviations électriques croisées (aberrations jusqu'au troisième ordre).

B. VODAR.

ÉLECTRICITÉ DANS LES GAZ. IONISATION. DÉCHARGES.

Chambre de Wilson transportable pour des buts de démonstration; KUNZE P. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 405). — La chambre d'expansion contient de l'air à la pression atmosphérique; on l'y comprime à l'aide d'un dispositif mécanique donnant une surpression de 0,16 atm; la détente s'opère en pressant sur un bouton. La vapeur condensable est de l'alcool absolu, dans lequel on a dissous un peu de LiCl, pour éviter la condensation sur la glace d'observation. La source est une lampe à incandescence. L'appareil fonctionne depuis cinq ans sans défaillance.

E. DARMOIS.

Mesures d'ionisation sur des neutrons rapides; ZIMMER K. G. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 360). — L'action biologiques des neutrons tient à leurs protons de recul qui déterminent une ionisation abondante; l'emploi des neutrons rapides fournit le moyen, longtemps cherché, d'irradier à l'aide d'un rayonnement dense des objets étendus. L'action semble dépendre de la densité, cubique des ions produits, d'où deux buts à atteindre : employer une source de neutrons assez intense, mettre au point une méthode de dosimétrie des neutrons. L'auteur se sert d'une telle méthode depuis 1938; c'est elle qu'il décrit dans le mémoire.

On emploie une chambre d'ionisation de petite dimension remplie d'air et dont les parois sont constituées par une matière pressée hydrogénée (Aerion) de composition approchée $C_8H_{4,4}$ (diamètre extérieur 15 mm, parois de 1 mm d'épaisseur). La source de neutrons comprend un tube produisant des deutérons accélérés sous 600 kV maximum qui tombent sur du lithium. L'électromètre est du type Sieverts à deux fils. La saturation se produit à partir de 315 V/cm. On établit les principes théoriques de la méthode; ils reposent sur la relation de Bragg-Gray $E_A = J_L . W_L . \rho$; E_A, quantité d'énergie convertie par sec et cm³ en protons dans la matière A; J_L, nombre de paires d'ions produites à l'intérieur par sec et cm³; W_L, travail d'ionisation de l'air; ρ, rapport des pouvoirs absorbants de A et de l'air. On tire de cette formule l'ionisation dans la matière irradiée en fonction de celle mesurée dans l'air. En irradiant de l'eau, on trouve, avec les neutrons en question, $\frac{I_{H_2O}}{I_{air}} = 2,31 . 10^3$; on emploie souvent une substance $C_{0,2}OH_2$ pour laquelle ce rapport est $2,08 . 10^3$.

On indique les approximations faites dans l'emploi de la formule de Bragg-Gray : perte faible d'énergie des protons en traversant l'air, rapport des pouvoirs absorbants, indépendant de la vitesse des protons. On vérifie que l'ionisation est proportionnelle à la pression; la deuxième condition est convenablement satisfaite quand l'énergie des protons varie de 0,5 à 13 MeV. Les résultats de l'auteur concordent bien avec ceux obtenus par d'autres procédés.

E. DARMOIS.

Nouvelles sources d'ions; KORSCHING H. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 74). — Une revue générale a été publiée il y a quelques années (*Ibid.*, 1937, **38**, 141); elle renferme, en particulier, les applications de l'anode de Kunsmar aux métaux alcalins; l'auteur n'y revient pas. Il décrit, d'après quelques mémoires récents, des montages nouveaux utiles pour la spectrographie de masse et les recherches sur le noyau atomique.

Sur le principe du tube à rayons canaux, on signale un montage de Hailer (*Siemenskonzern*, 1938). La fente anodique sert de lentille électrostatique; elle est placée tout contre la cathode; les deux électrodes sont refroidies par eau. On donne la courbe du courant d'ions en fonction de l'intensité de la décharge; pour 25 mA sous 30 kV, on obtient 1500 μA d'ions consistant en 30 pour 100 de protons.

La décharge par arc avec cathode chauffée est utilisée à très basse pression par Scott (*Phys. Rev.*, 1939, **55**, 954). L'anode est percée de trous par où filtre de l'hydrogène; la cathode lui est concentrique; avec une différence de potentiel de 800 V, on obtient 600 mA de courant électronique et 4 mA d'ions avec 60 pour 100 de protons, mais assez peu homogènes.

Pour réduire la consommation de gaz et améliorer la focalisation, on a construit des arcs capillaires; on donne la figure de ceux selon Compton et selon Zinn (1935-1937); le courant de protons atteint 4 mA.

La méthode préconisée par Planiol (1935) et consistant à ioniser un jet atomique par un courant d'électrons à angle droit a été aussi employée par Sampson et Bleakney (*Phys. Rev.*, 1936, **50**, 732) pour les métaux Co, Pt, Ir; elle a donné à ces auteurs 0,1 μA d'ions.

Enfin, Finkelstein (*Rev. Sc. Instr.*, 1940, **11**, 94) a utilisé l'oscillation d'électrons guidés par un champ magnétique entre deux systèmes de diaphragmes; ils rencontrent de l'hydrogène introduit à une pression de $6 . 10^{-4}$ mm Hg. Pour une émission électronique de 3000 mA, on obtient 150 mA d'ions.

E. DARMOIS.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 117288 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1942.